УДК 621.371:551.510.535;533.9:530.182;533.951.7

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН НА ТУРБУЛЕНТНОМ ПЛАЗМЕННОМ ОБРАЗОВАНИИ, СОЗДАВАЕМОМ РЕАКТИВНЫМ ДВИГАТЕЛЕМ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

В.Г. Спицын

Томский политехнический университет
E-mail: spitsyn@ce.cctpu.edu.ru

Излагаются результаты вычислений частотного спектра радиосигнала, отраженного от турбулентного плазменного образования, создаваемого реактивным двигателем космического аппарата. Проводится сопоставление результатов численного моделирования с известными экспериментальными данными по радиозондированию вслед факелу ракеты.

Введение

Изучение воздействия возмущений ионосферной плазмы, создаваемых космическим аппаратом (КА), на распространение радиоволн началось с момента запуска первого искусственного спутника Земли как у нас в стране, так и за рубежом. Исследованиям по проблеме воздействия на радиосигнал ракетно-ионосферных возмущений, образующихся в ближней зоне КА, посвящены работы [1–15]. В работе [1] приведен частотный спектр радиосигнала, отраженного от турбулентной струи выхлопных газов ракеты, движущейся в ионосфере, полученный для случая радиозондирования вслед ракете. Проведенное в указанной работе теоретическое решение задачи о рассеянии радиосигнала на разреженном облаке выхлопных газов в приближении однократного рассеяния не позволило объяснить полученные экспериментальные результаты.

Следует отметить, что большое количество факторов, влияющих на структуру принимаемого радиосигнала (геофизические условия, рабочие частоты, ориентация радиотрасс, траектория движения КА, вид топлива реактивного двигателя и т.д.), существенно затрудняет задачу однозначной интерпретации полученных экспериментальных данных и не позволяет составить полную картину исследуемого явления.

Цель данной работы состоит в исследовании воздействия ионосферных возмущений, создаваемых реактивным двигателем в ближней зоне КА, на рассеяние радиоволн.

1. Постановка задачи

В работах [6, 7, 11, 15] численно исследовано прохождение электромагнитной волны через поток турбулентной слабоионизованной плазмы с неоднородным профилем скорости и концентрации турбулентностей. На основе сопоставления результатов расчетов с экспериментальными данными [16] в работе [15] сделан вывод о том, что турбулентности сосредоточены в окрестности поверхности потока. В связи с этим представляет интерес постановка следующей задачи [4–7, 15].

Рассматривается рассеяние плоской радиоволны на турбулентных плазменных неоднородностях, сосредоточенных вблизи поверхности тел вращения: конуса, параболоида вращения и поверхности, образованной вращением кривой четвертого порядка [17].

Предполагается, что размеры тел вращения намного превосходят длину радиоволны и характерные размеры турбулентных неоднородностей, а частота радиоволны удовлетворяет соотношению $f \leq \sqrt{N_i/N_{0i}}f_p$, где f_p – плазменная частота ионосферы на высоте движения КА, N_i, N_{0i} – возмущенная и невозмущенные концентрации заряженных частиц ионосферной плазмы. При этом коэффициент отражения от турбулентных плазменных неоднородностей близок к 1 [17].

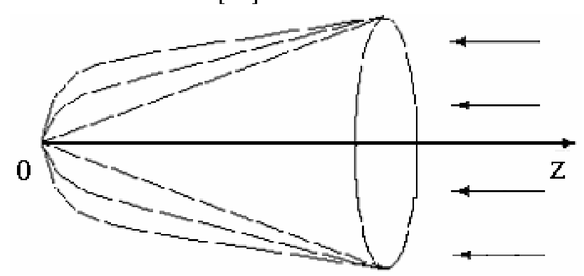


Рис. 1. *Геометрия задачи при радиозондировании внутренней поверхности турбулентного тела вращения*

Полагается, что плоская электромагнитная волна падает в направлении, противоположном оси z тела вращения (конуса, параболоида или поверхности, образованной вращением кривой четвертого порядка), на поверхности которого хаотично расположены турбулентные неоднородности. Они обладают как направленной скоростью V_u, ориентированной вдоль образующей тела вращения, так и случайной изотропной скоростью δV, распределенной по нормальному закону. Решение задачи проводится в системе координат, связанной с КА, ее центр расположен в вершине тела вращения, а ось z направлена вдоль его оси (рис. 1). В этом случае поле рассеянной волны формируется в результате многократного переотражения волны от внутренней поверхности турбулентного плазменного тела вращения.

2. Стохастическое моделирование многократного рассеяния радиоволн на внутренней поверхности турбулентного плазменного тела вращения

Существующие аналитические методы теории рассеяния волн в случайных дискретных средах

имеют ограниченную область применения [18, 19]. Поэтому для решения проблемы многократного рассеяния радиоволн на перемещающихся турбулентных неоднородностях ниже применяется имитация вероятностной модели исследуемого явления. Турбулентным неоднородностям ставятся в соответствие случайно независимые элементарные рассеиватели. Полагается, что длина электромагнитной волны значительно меньше характерных размеров турбулентного плазменного образования. Предполагаются выполненными условия применимости теории переноса излучения [18]. Для решения задачи используется метод Монте-Карло [20, 21].

Фронт плоской электромагнитной волны, падающей на поверхность турбулентного плазменного образования, представляется источником синфазных когерентных лучей. Наличие перемещающихся хаотически расположенных на поверхности турбулентных неоднородностей приводит к тому, что фазы лучей после отражений от поверхности будут случайны. Энергия рассеянного сигнала в этом случае пропорциональна числу лучей, рассеянных в заданном элементе телесного угла.

В плоскости фронта волны, падающей на тело вращения, выбирается луч, направление которого совпадает с направлением волнового вектора. Начальные координаты луча распределены равномерно по раскрыву тела вращения в плоскости $z=z_m$, ограничивающей тело вращения. Луч продолжается до пересечения с поверхностью тела вращения. Координаты первого пересечения луча с поверхностью определяются из условия распространения луча в направлении противоположном оси z, и выполнения вдоль его траектории соотношений x=const и y=const.

Координаты второго и последующих пересечений луча с поверхностью находятся из совместного решения системы уравнений

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + |\vec{r} - \vec{r}_0| \vec{e}_i, \quad (1)$$

$$Q(\vec{r}) = 0, \quad (2)$$

где уравнение (2) является уравнением поверхности, на которой происходит рассеяние. В уравнении (1) известными являются $\vec{r}_0$ – координаты начала луча на рассеивающей поверхности и единичный вектор $\vec{e}_i$ в направлении его распространения.

Ниже рассматривается рассеяние радиоволн на трех типах поверхности плазменного образования: конической ($z=\rho/\mathrm{tg}\theta_0$, $\rho=\sqrt{x^2+y^2}$, θ_0 – угол полураствора конуса), в виде параболоида вращения ($z=\rho^2$) и поверхности, образованной вращением кривой, описываемой уравнением четвертого порядка ($z=\rho^4$). Величины z и ρ нормированы на значение радиуса среза сопла r_u и измеряются в относительных единицах.

При пересечении луча с поверхностью происходит изменение направления его распространения в соответствии с задаваемой индикатрисой переизлучения турбулентных неоднородностей. Представляет интерес рассмотреть диаграмму переизлучения рассеивателей квазизеркального типа, которая позволяет охватить широкий диапазон соотношений между характерным размером рассеивателей d и длиной волны λ от $d>>\lambda$ при узкой диаграмме переизлучения рассеивателей до $d<<\lambda$ при широкой диаграмме, когда она стремится к изотропной.

В этом случае единичный вектор в направлении распространения рассеянной волны определяется выражением

$$\vec{e}_s = \vec{e}_i - 2\vec{e}_q(\vec{e}_i \vec{e}_q),$$

где

$$\vec{e}_q = (\vec{n} + \vec{p}) / |(\vec{n} + \vec{p})|.$$

Здесь $\vec{n}$ – нормаль к рассеивающей поверхности, $\vec{p}$ – случайный вектор, касательный к поверхности в точке отражения. Выражение, используемое для моделирования вектора $\vec{p}$, записывается в виде

$$\vec{p} = (\vec{e}_u \cos\psi + \sin\psi \, \vec{w}) \beta \sqrt{x_1},$$

где

$$\vec{w} = (\vec{n} \times \vec{e}_u) / |\vec{n} \times \vec{e}_u|,$$

$\vec{e}_u$ – единичный вектор, направленный вдоль образующей тела вращения; $\psi=2\pi x_2$ – азимутальный угол в плоскости, касательной к поверхности в точке рассеяния; x_1, x_2 – случайные числа, равномерно распределённые в интервале от 0 до 1; β – коэффициент, характеризующий ширину диаграммы переизлучения рассеивающей поверхности. В случае $\beta>>1$ элемент среды рассеивает изотропно.

В процессе моделирования случайных траекторий лучей проводится вычисление и накопление в памяти компьютера величины доплеровского сдвига частоты, приобретенного волной в результате многократного взаимодействия с перемещающимися турбулентными неоднородностями. При выходе луча за пределы тела вращения запоминаются накопленный им сдвиг частоты, направление его распространения и число отражений от поверхности. После многократного повторения процесса слежения за лучами и нормировки результатов получаются спектральные характеристики рассеянного сигнала [15].

На рис. 2 и 3 представлены частотные спектры сигнала, некогерентно рассеянного на внутренней поверхности тел вращения в случае квазизеркальной и изотропной по полусфере диаграмм переизлучения турбулентных неоднородностей. По горизонтальной оси на рисунках отсчитывается величина безразмерного доплеровского сдвига частоты $f_*=(\Delta fc)/(f_0 V_u)$, где Δf – сдвиг частоты, c – скорость распространения волны, f_0 – частота падающей волны, V_u – скорость перемещения турбулентных неоднородностей вдоль образующей тела вращения. По вертикальной оси каждого спектрального кадра отсчитывается энергия сигнала, нормированная на максимум энергии в спектре.

Значения параметров модели следующие: отношение максимального продольного размера плазменного образования к максимальному попереч-

ному равно $z_m/\rho_m = 2$; коэффициент зеркальности, характеризующий вероятность зеркального отражения лучей от поверхности $\alpha = 0{,}03$; коэффициент β, характеризующий ширину квазизеркальной диаграммы переизлучения рассеивателей, принимал значение $\beta = 1{,}5$; относительная величина дисперсии скорости рассеивателей равна $\delta V/V = 0{,}2$.

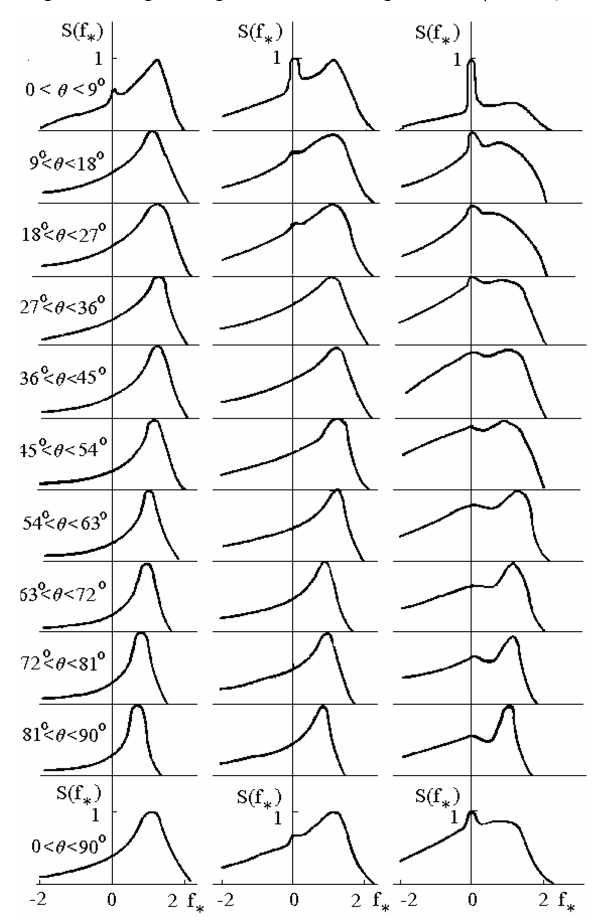


Рис. 2. *Частотный спектр радиосигнала, рассеянного на внутренней поверхности турбулентного тела вращения в случае квазизеркальной диаграммы переизлучения*

Первый столбец частотных спектров соответствует рассеянию на конической поверхности, второй – на параболоиде вращения и третий – на поверхности, образованной вращением кривой четвертого порядка. В столбцах частотные спектры отличаются друг от друга значением полярного угла θ относительно оси z. Накопление информации о доплеровском сдвиге частоты проводилось в 10 ячейках по углу θ, который изменяется от 0 до $\pi/2$. Нижние рисунки в столбцах соответствуют интегральному частотному спектру, полученному в результате суммирования всех лучей, вышедших из плазменного образования в диапазоне углов $0<\theta<\pi/2$.

Характерной особенностью спектра является наличие двух компонент: дискретной (при $f_*=0$), полученной в результате зеркального отражения радиоволны от поверхности, и сплошной, полученной в результате рассеяния на перемещающихся рассеивателях. Справа относительно максимума сплошной составляющей наблюдается резкий спад до 0 энергии сигнала. Слева, с удалением от максимума, происходит плавное понижение энергии, причем ее значение всегда отлично от 0. Указанные особенности согласуются с результатами проведенного в [15] анализа величины доплеровского сдвига частоты многократно рассеянного сигнала.

Следует отметить, что с ростом порядка уравнения, описывающего поверхность, увеличивается значение энергии для отрицательного сдвига частоты f_* (рис. 2, 3). Этот факт объясняется возрастанием среднего числа актов рассеяния лучей на турбулентностях, перемещающихся вдоль образующей плазменного образования, что приводит к увеличению числа лучей с отрицательным значением величины доплеровского сдвига частоты.

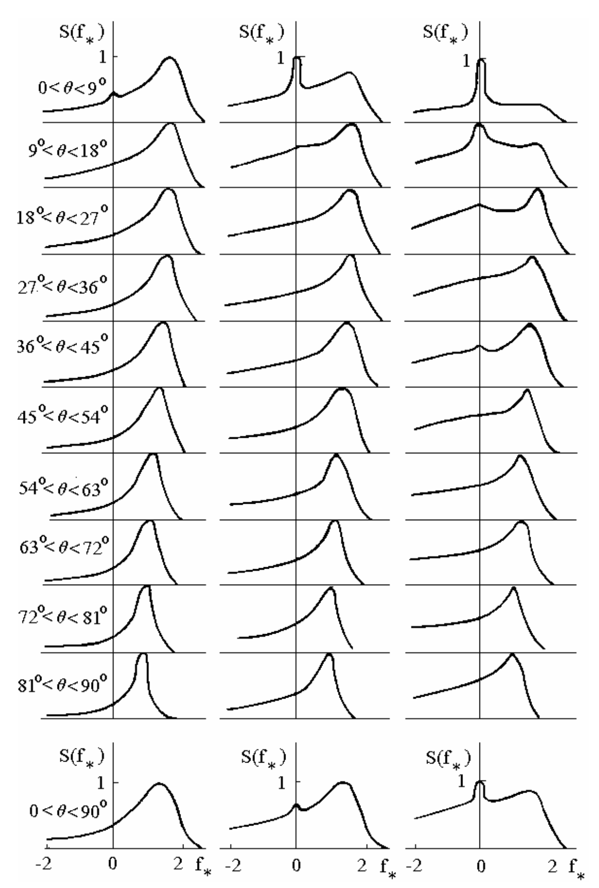


Рис. 3. *Частотный спектр радиосигнала, рассеянного на внутренней поверхности турбулентного тела вращения в случае изотропной диаграммы переизлучения*

Анализ результатов, представленных на рис. 2 и 3, показывает смещение максимума сплошной составляющей спектра в сторону больших значений величины доплеровского сдвига частоты с ростом ширины квазизеркальной диаграммы переизлучения рассеивателей. Дело в том, что с уменьшением коэффициента β, характеризующего ширину квазизеркальной диаграммы переизлучения рассеивателей, средний вектор рассеяния радиоволны $\vec{e}_q$ приближается к положению нормали к поверхности $\vec{n}$, что и обеспечивает меньшую величину доплеровского сдвига частоты на рис. 2 по сравнению с рис. 3 (поскольку $(\vec{n}\vec{e}_u)=0$) [15].

3. Сопоставление результатов численного моделирования с экспериментальными данными по радиозондированию вслед факелу ракеты

В работе [1] приводятся результаты радиолокационных измерений в коротковолновом диапазоне частот при запуске ракеты. Радиозондирование проводилось вслед ракете, движущейся в верхних слоях атмосферы. Геометрия эксперимента приведена на рис. 4. Результаты измерений частотного спектра принимаемого радиосигнала представлены на рис. 5 сплошной кривой. По горизонтальной оси на рис. 5 отсчитывается величина безразмерного доплеровского сдвига частоты f_*. По оси ординат отсчитывается энергия сигнала, нормированная на максимум энергии в спектре.

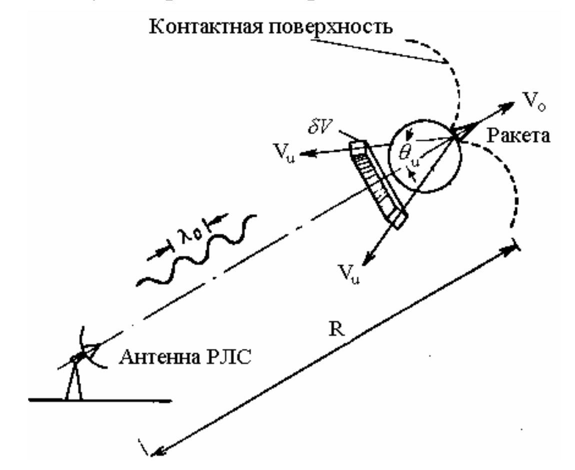


Рис. 4. *Взаимное расположение ракеты и радиолокатора при измерениях [1]*

Как правило, частотный спектр радиосигнала, отраженного от ракеты с работающим реактивным двигателем, является бимодальным [1]. Появление одной из спектральных компонент обусловлено отражением радиоволны от тела самой ракеты, а величина доплеровского сдвига частоты соответствует скорости движения ракеты [1].

Вторая спектральная компонента смещена относительно первой спектральной компоненты на величину доплеровского сдвига частоты и перекрывает значительный участок спектра. Ее появление обусловлено отражением радиоволны от потока выхлопных газов реактивного двигателя. В этом случае радиоволна отражается от рассеивающих частиц, движущихся со скоростями, отличающимися от скорости ракеты-носителя примерно на величину предельной скорости истечения выхлопных газов (~3 км/с) [1].

Проведенное в указанной работе решение задачи о рассеянии радиосигнала на разреженном облаке выхлопных газов в приближении однократного рассеяния не позволило объяснить полученные экспериментальные результаты. Дело в том, что в модели рассеяния радиоволн на турбулентном потоке, анализируемой в работе [1], ширину частотного спектра рассеянного сигнала определяет разброс скоростей рассеивающих неоднородностей, который значительно меньше предельной скорости истечения выхлопных газов. Поэтому указанной величины ширины частотного спектра рассеянного сигнала оказалось недостаточно для получения наблюдавшегося в эксперименте (рис. 5) перекрытия дискретной и сплошной спектральной составляющих.

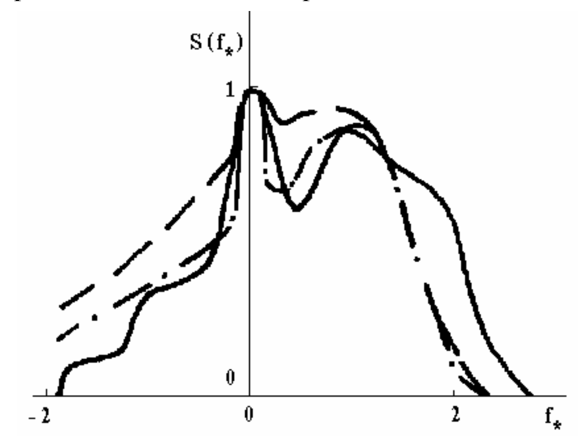


Рис. 5. *Сопоставление частотных спектров, полученных в результате расчетов, с экспериментально наблюдавшимся частотным спектром, полученным при радиозондировании вслед факелу ракеты [1]*

Результаты численного моделирования рассеяния радиоволн на внутренней поверхности турбулентного плазменного тела вращения, проведенного в настоящей работе, приведены на рис. 5. Рассматривается случай радиозондирования вдоль оси полого турбулентного плазменного образования. На рис. 5 штриховой и штрихпунктирной кривыми представлены частотные спектры многократно рассеянного радиосигнала.

Штриховая и штрихпунктирная кривые на рис. 5 получены при рассеянии радиоволн на параболоиде вращения (коэффициент зеркальности α=0,035) и поверхности, образованной вращением кривой, описываемой уравнением четвертого порядка (α=0,005). При этом параметры модели имели следующие значения: z_m/ρ_m=2; β=1,5; $\delta V/V$= 0,2. Полярный угол выхода лучей из плазменного образования заключён в пределах от 0° до 9°.

Экспериментально наблюдавшийся частотный спектр характеризуется совокупностью перекрывающихся дискретной (при f_*=0) и сплошной спектральных составляющих. Расчёты показывают, что величина коэффициента β, характеризующего ширину диаграммы переизлучения рассеивателей, существенно влияет на положение максимума сплошной составляющей в спектре. При β=1,5 положение указанного максимума на расчётных штриховой и штрих-пунктирных кривых близко к положению максимума на экспериментальной сплошной кривой.

Коэффициент зеркальности α влияет на распределение энергии между дискретной и сплошной составляющими в спектре. Различным типам поверхностей в данном случае соответствуют такие значения коэффициента α, при которых соотношение между величинами дискретной и максимума

сплошной составляющей близко к соответствующему соотношению на экспериментальной кривой.

Подобие формы экспериментального спектра и кривых, полученных в результате численного моделирования, позволяет сделать вывод о том, что такой спектр у отражённого сигнала появляется в результате многократного рассеяния электромагнитной волны на внутренней поверхности турбулентного плазменного тела вращения. При этом заполнение провала между максимумами наблюдавшегося в эксперименте бимодального частотного спектра объясняется накоплением величины доплеровского сдвига частоты радиоволны в процессе многократного взаимодействия с турбулентными неоднородностями, перемещающимися вдоль образующей плазменного тела вращения.

Заключение

1. Методом Монте-Карло исследовано многократное рассеяние радиоволн на внутренней поверхности турбулентных плазменных тел вращения: конуса, параболоида вращения и поверхности, образованной вращением кривой, описываемой уравнением четвертого порядка.
2. Установлено, что с ростом порядка уравнения, описывающего поверхность, увеличивается энергия спектральной компоненты с отрицательным сдвигом частоты. Возрастание ширины диаграммы переизлучения рассеивателей квазизеркального типа сопровождается смещением максимума некогерентной составляющей частотного спектра в сторону больших значений сдвига частоты рассеянного сигнала.
3. На основе сопоставления результатов расчетов с экспериментальными данными по радиозондированию вслед факелу ракеты сделан вывод о том, что в эксперименте [1] рассеянное поле формировалось в результате многократного рассеяния радиоволн на внутренней поверхности полого турбулентного плазменного образования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Draper J.S., Jarvinen P.O., Conley T.D. Analysis of radar return from turbulent high-altitude rocket exhaust plumes // American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal. – 1970. – V. 8. – № 9. – P. 1568–1573.
2. Багдади Е.Д., Эли О.П. Двухсторонняя связь с ракетой при наличии факела ракетных двигателей // Труды Института радиоинженеров. – 1966. – № 9. – С. 5–19.
3. Павлов В.А., Пинегин А.Н., Смирновский И.Р. Эволюция плазменного возмущения в F-области и оценка параметров ионосферы по данным возвратного зондирования // Известия вузов. Радиофизика. – 1993. – Т. 36. – № 3–4. – С. 203–215.
4. Спицын В.Г. Многократное рассеяние электромагнитных волн на внутренней поверхности турбулентных тел вращения // Известия вузов. Радиофизика. – 1995. – Т. 38. – № 9. – С. 906–912.
5. Спицын В.Г. Рассеяние электромагнитных волн на турбулентных плазменных телах вращения // Радиотехника и электроника. – 1996. – Т. 41. – № 6. – С. 730–734.
6. Спицын В.Г. Численная модель распространения электромагнитных волн в турбулентных потоках // Электромагнитные волны и электронные системы. –1997. – Т. 2. – № 2. – С. 45–49.
7. Spitsyn V.G. Development of a numerical model concerning electromagnetic wave propagation in turbulent flows // J. of Applied Electromagnetism. – 1997. – V. 1. – № 2. – P. 67–78.
8. Spitsyn V.G. Numerical method of calculation propagation electromagnetic wave in random discrete media // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. – Montreal, 1997. – V. 1. – P. 530–532.
9. Spitsyn V.G. Method of numerical analysis of interaction electromagnetic wave with random active media // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. – Atlanta, 1998. – V. 1. – P. 112–115.
10. Spitsyn V.G. Modeling of radar scattering from turbulent spraying jets // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. – Atlanta, 1998. – V. 4. – P. 2168–2171.
11. Spitsyn V.G. Transformation of electromagnetic signal frequency spectrum propagating in axisymmetrical turbulent flow // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. – Orlando, 1999. – V. 4. – P. 2532–2535.
12. Spitsyn V.G. Analysis of frequency spectrum and radar cross section of signal scattering on conical turbulent flow // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. – Orlando, 1999. – V. 4. – P. 2862–2865.
13. Spitsyn V.G. Development of a numerical method of electromagnetic wave propagation analysis in the three-dimensional random discrete media // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. – San Antonio, 2002. – V. 4. – P. 288–291.
14. Spitsyn V.G. Radiowave scattering from the plasma disturbances created of space vehicle in the ionosphere // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. – San Antonio, 2002. – V. 2. – P. 750.
15. Спицын В.Г. Моделирование рассеяния радиоволн на возмущениях ионосферной плазмы, создаваемых космическим аппаратом. – Томск: Изд-во "STT", 2002. – 174 с.
16. Бархатов А.Н., Гавриленко В.Г., Мартьянов А.И. О спектре сигнала, рассеянного на поглощающей звук турбулентной струе // Акустический журнал. – 1979. – Т. 25. – Вып. 1. – С. 32–35.
17. Спицын В.Г. Модели возмущений ионосферной плазмы, создаваемых реактивным двигателем космического аппарата // Известия Томского политехнического университета. – 2004. – Т. 307. – № 1. – С. 23–28.
18. Апресян Л.А., Кравцов Ю.А. Теория переноса излучения. – М.: Наука, 1983. – 216 с.
19. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. – М.: Мир, 1981. – Т. 1. – 280 с., – Т. 2. – 317 с.
20. Соболь И.М. Численные методы Монте-Карло. – М.: Наука, 1973. – 311 с.
21. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. – Новосибирск: Наука, 1976. – 283 с.